TITLE:

Critical Behavior of Annealed Random Spin System at n=-2

AUTHOR(S):

阿部, 龍蔵

CITATION:

阿部, 龍蔵. Critical Behavior of Annealed Random Spin System at n=-2. 物性研究 1977, 29(1): A12-A14

ISSUE DATE:

1977-10-20

URL:

http://hdl.handle.net/2433/89421

RIGHT:

京都大学学術情報リポジトリ KURENAI 紅 Kyoto University Research Information Repository

詳細は文献(4)を参照されたい。

参 考 文 献

(1) J. W. Cahn and J. E. Hilliard,
J. Chem. Phys. **28** (1958) 258.
S. Fisk and B. Widom, J. Chem. Phys. **50** (1969) 3219.
(2) free surface の系では
K. Binder and P. C. Hohenberg, Phys. Rev. **B6** (1972) 3461
and **B9** (1974) 2194.
T. C. Lubensky and M. H. Rubin, Phys. Rev. **B12** (1975) 3885.
A. J. Bray and M. A. Moore, Phys. Rev. Letters, **38** (1977) 785.
(3) S. T. Chui and J. D. Weeks, Phys. Rev. **B14** (1976) 4978.
(4) T. Ohta and K. Kawasaki, Prog. Theor. Phys. **58** (1977) No. 2.

Critical Behavior of Annealed Random Spin System at n = −2

東大教養　阿 部 龍 蔵

臨界指数，適当な臨界振幅比，状態方程式に対するスケーリング関数などが，体系の d（空間次元数），n（スピン次元数），σ（ポテンシャル・レンジのパラメーター）だけによるという性質は普遍性とよばれ，臨界現象を理解するための重要な概念となっている。ところでこの性質は，磁性体の中に非磁気的な不純物が混入したランダム系においても成立するのであろうか？ この種の問題を取扱う一助として，nを解析接続し，厳密解のえられる $n=-2$ の場合について論じた。

これまでに，$n=-2$の場合を扱った仕事として Balian-Toulouse, Fisher, Knops, Abe-Hatano などの論文がある。重要な点は，$n=-2$のとき，臨界指数がガウス模型

と同じ値をとることである。ここでは，Fisher の理論を基礎とし，annealed system の臨界現象を考察した。

N個の格子点から構成される結晶を考え，その j 番目の点に n 次元の古典的なベクトルスピン $\boldsymbol{S}_j$ が付随しているとする。これを

$$\boldsymbol{S}_j = \{\sigma_j(1),\ \sigma_j(2),\ \cdots\cdots,\ \sigma_j(n)\}$$

とする。また，ランダム変数 p_i を導入し，これは次の性質をもつとする。

$$p_i = \begin{cases} 0\ (\ i\ 番目の点が磁気的原子で占められるとき\ ) \\ 1\ (\ i\ 番目の点が非磁気的原子で占められるとき\ ) \end{cases}$$

さらにランダム平均をバーで表し $\overline{p_i} = p$ とおく。磁場があるときの分配関数 Z_h は

$$Z_h = \int_{-\infty}^{\infty} [\ \pi_{km}\, d\sigma_k(m)\ ]\ \exp\Big[\frac{1}{2}\sum_{ijm}\hat{K}_{ij}\,\sigma_i(m)\,\sigma_j(m) -$$

$$\kappa\sum_{jm}\sigma_j^2(m) - u\sum_j[\ \sum_m \sigma_j^2(m)\ ]^2 + h\sum_{jm}\sigma_j(m)(\ 1-p_j\ )\ \Big]$$

と書ける。ただし，

$$\hat{K}_{ij} = K_{ij}(\ 1-p_i\ )(\ 1-p_j\ )$$

上述の Z_h から帯磁率 χ を求めると，適当な数学的操作を行い $n=-2$ に解析接した結果

$$\chi = (\ 1-p\ )/\ [\ 2\kappa - (\ 1-p\ )K(0)\ ]$$

がえられる。ただし，$K(0)$は K_{ij} のフーリエ成分（波数０）を意味する。上式を

$$\chi \simeq \Gamma\, t^{-\gamma}$$

と表せば $\gamma = 1$ であり，また

$$\Gamma = (\ 1-p\ )/\ 2\kappa$$

となる。すなわち，ガウス模型の結果がランダム系においても成立する。

同様にして，比熱C を

$$C \simeq A\, t^{-\alpha}$$

と書くと

$$\alpha = 2 - \frac{d}{2}\ ,\quad A = \frac{kK_d}{4b^{d/2}}\,\Gamma\left(\frac{d}{2}\right)\,\Gamma\left(2-\frac{d}{2}\right)$$

となる。ただし，b は $K(q) = K(0)(\ 1 - bq^2 + \cdots\ )$ で定義される。χの場合と同様，比

熱においても，ガウス模型の結果がなりたつ。

この仕事のプレプリントがありますので，興味ある方は筆者あてに御請求下さい。

反強誘電体$NaNO_2$の臨界緩和

名大・工　八　田　一　郎

秩序無秩序型反強誘電体の staggered 分極の臨界緩和時間をより直接的にもとめるために超音波分散による研究はもっとも有力な方法の一つである。例えば，強誘電体の臨界緩和時間をもとめたいときには強誘電性と関連した一様電気分極と共役な一様電場を用い，いろいろの周波数をもつ一様電場に対する応答を調べればよい。一方，反強誘電体では staggered 分極と共役な staggered 電場が必要となるが，それには中性子散乱による以外にない。中性子非弾性散乱の実験はその分解能のため緩和時間の長い秩序無秩序型相転移ではその臨界緩和現象を明らかにする上ではそれほど有効ではない。超音波分散の実験は中性子散乱の分解能の幅により狭い低周波数領域でとくに有力である。

反強誘電体の staggered 分極と歪の間にはネール点以上では staggered 分極の二次と歪の一次の結合があり，これはいわゆる fluctuation 機構による超音波分散を与える。この超音波分散の理論的検討は多くの研究者によってなされているが，実験結果の解析法は単純ではない。一方，ネール点以下では staggered 分極は波数0をもつ全対称モードになるため， staggered 分極と歪とは双一次結合の項をもち，また，このばあいも高次の項として staggered 分極の二次と歪の一次の結合の項もある。後者の結合は前と同じように fluctuation 機構により超音波分散をもたらす。前者の結合はいわゆるLandau-Khalatnikov 機構による超音波分散をもたらす。この Landau-Khalatnikov 機構による減衰を使うことにより，ネール点以下での臨界緩和時間の温度依存性を容易に，多くの仮定なしに，もとめることができる。

われわれは反強誘電体$NaNO_2$ において超音波吸収係数，弾性率，誘電率の同時測定を行なった。誘電率を同時に測定することはネール点を正確に決める上で重要である。